

Praktikum Moderne Physik

# Versuchsprotokoll:

## Mößbauereffekt

Christian Buntin, Jingfan Ye

*Gruppe 30*

Karlsruhe, 5. Dezember 2011

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Hintergrund des Mößbauer-Effekts</b>	<b>3</b>
1.1	Emission und Absorption . . . . .	3
1.2	Resonanzabsorption . . . . .	3
1.3	Mößbauereffekt . . . . .	4
1.4	Experimentelle Messung . . . . .	4
<b>2</b>	<b>Aufspaltungen und Verschiebung der Mößbauerlinie</b>	<b>5</b>
2.1	Hyperfeinstrukturaufspaltung . . . . .	5
2.2	Quadrupolaufspaltung . . . . .	6
2.3	Isomerieverschiebung . . . . .	6
<b>3</b>	<b>Aufbau der Messapparatur</b>	<b>6</b>
3.1	Funktionsgenerator (DFG) . . . . .	7
3.2	Mößbauer-Antriebssystem (MVT und MDU) . . . . .	7
3.3	Kalibriereinheit (MVC) . . . . .	7
3.4	Vielkanalzähler (MCS) . . . . .	8
<b>4</b>	<b>Versuchsdurchführung</b>	<b>8</b>
<b>5</b>	<b>Messungen und Ergebnisse</b>	<b>8</b>
5.1	Messung des $\gamma$ -Spektrums und Auswahl der 14,4 keV-Linie . . . . .	8
5.2	Geschwindigkeitskalibration . . . . .	9
5.3	Mößbauerspektrum von Eisen . . . . .	11
5.3.1	Isomerieverschiebung . . . . .	13
5.3.2	Hyperfeinstrukturaufspaltung: Inneres Magnetfeld und magnetisches Moment	13
5.3.3	Lebensdauer . . . . .	15
5.4	Mößbauerspektrum von Vacromium . . . . .	15
5.4.1	Isomerieverschiebung . . . . .	17
5.4.2	Lebensdauer . . . . .	17
5.5	Mößbauerspektrum von Eisenverbindungen . . . . .	17
5.5.1	Isomerieverschiebung . . . . .	20
5.5.2	Quadrupolaufspaltung: Bestimmung des elektrischen Feldgradienten . . . . .	21
5.5.3	Lebensdauer . . . . .	21
<b>6</b>	<b>Fazit</b>	<b>22</b>

# 1 Hintergrund des Mößbauer-Effekts

## 1.1 Emission und Absorption

Wenn angeregte Atomkerne  $\gamma$ -Quanten emittieren, so nimmt der Kern den Rückstoß  $p_\gamma$  des Photons aufgrund der Impulserhaltung auf. Daher ist die Energie  $E_\gamma$  des  $\gamma$ -Quants gegenüber der Übergangsenergie  $E_0$  des Atomkerns der Masse  $M$  um den Betrag der so erhaltenen kinetischen Energie des Atomkerns  $\frac{p_\gamma^2}{2M}$  geringer:

$$E_{\gamma,\text{Emission}} = E_0 - \frac{p_\gamma^2}{2M} \quad (1.1)$$

Bei der Absorption von  $\gamma$ -Quanten muss die Energie dieser daher um  $\frac{p_\gamma^2}{2M}$  höher sein, damit der Atomkern die Energie  $E_0$  erhält um angeregt zu werden:

$$E_{\gamma,\text{Absorption}} = E_0 + \frac{p_\gamma^2}{2M} \quad (1.2)$$

Da diese Übergangsenergie  $E_0$  nicht beliebig scharf ist, ist dies auch für die Photonenenergie  $E_\gamma$  nicht der Fall. Damit ist die natürliche Linienbreite  $\Gamma_0$ , welche der Energieunschärfe entspricht, über die heisenbergsche Unschärferelation durch die Lebensdauer  $\tau$  des angeregten Zustands gegeben:

$$\Gamma_0 = \frac{\tau}{\hbar} \quad (1.3)$$

In Molekülen sind die Linienbreiten aufgrund der höheren Massen  $M$  deutlich enger. Darüber hinaus sind zusätzliche Rotations- und Schwingungszustände vorhanden, wodurch die Emissionslinie aufgespalten wird.

## 1.2 Resonanzabsorption

Von Resonanzabsorption spricht man nun, wenn die emittierten  $\gamma$ -Quanten sofort wieder von einem gleichen Atomkern absorbiert werden, welche dadurch in den selben angeregten Zustand gelangen.

Da aber die Emissions- und Absorptionsenergien aufgrund der Rückstoßenergie des Atomkerns verschoben sind, ist dies nur möglich, wenn die Energieunschärfe  $\Gamma_0$  der jeweiligen Linien so groß sind, dass diese sich überlagern. Bei angeregten Atomen ist dies der Fall und Resonanzabsorption möglich, für angeregte Zustände von Atomkernen allerdings nicht, womit Resonanzabsorption damit quasi ausgeschlossen ist.

Allerdings ist zusätzlich auch die thermische Bewegung der Kerne zu berücksichtigen. Wenn der Kern vor der Emission den Impuls  $\vec{P}$  besitzt, so hat das emittierte  $\gamma$ -Quant aufgrund des Dopplereffekts zusätzlich die Energie  $\frac{\vec{P} \cdot \vec{p}_\gamma}{M} = \frac{P p_\gamma}{M} \cos(\theta)$ , wobei  $\theta$  der Winkel zwischen den Impulsen des emittierten Quants und des Atomkerns ist. Aufgrund der Isotropie der Emission verbreitert sich die Energieunschärfe dabei um  $\pm \frac{P p_\gamma}{M}$ . Damit ist diese nun so groß, dass sich die Linien der Emission und der Absorption überlagern, womit Resonanzabsorption doch möglich ist.

### 1.3 Mößbauereffekt

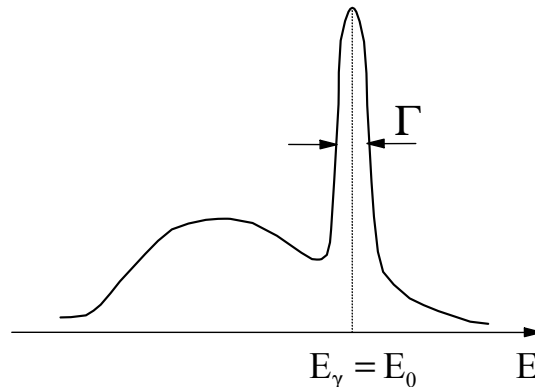
Befindet sich der emittierende Atomkern in einem Kristall, so spielen Gitterschwingungen in Form von Phononen eine Rolle.

Zum Einen sorgt diese Bewegung der Atomkerne durch den Dopplereffekt für eine Verbreiterung der Emissionslinie, zum anderen können diese Phononen erzeugt und vernichtet werden und stellen damit weitere Anregungszustände dar, die für Aufspaltungen sorgen.

Da diese Aufspaltungen aber geringer als die natürliche Linienbreite der Emission ist, ergibt sich ein kontinuierliches Emissionsspektrum.

Zusätzlich ist auch eine Emission möglich, bei welcher der Rückstoß vom Kristall als ganzem aufgenommen wird. Dieser ändert damit seine innere Energie nicht, womit die emittierten  $\gamma$ -Quanten die gesamte Übergangsenergie  $E_\gamma = E_0$  erhalten. Dies wird als *Mößbauereffekt* bezeichnet und äußert sich im Emissionsspektrum, wie in Abbildung 1 dargestellt, durch eine Überlagerung einer Linie mit natürlicher Breite, der sogenannten *Mößbauerlinie*, mit dem kontinuierlichem Spektrum, welches oben beschrieben wurde.

Dabei ist das kontinuierliche Spektrum gegenüber der Mößbauerlinie verschoben, da aufgrund der Boltzmannverteilung Zustände mit Phononen niedrigerer Energie stärker besetzt sind, wodurch mehr Phononen erzeugt als vernichtet werden.



**Abbildung 1:** Die Mößbauerlinie bei  $E_\gamma = E_0$  mit natürlicher Linienbreite  $\Gamma$ , überlagert mit dem kontinuierlichen Emissionsspektrum (aus dem blauen Buch, S. 195).

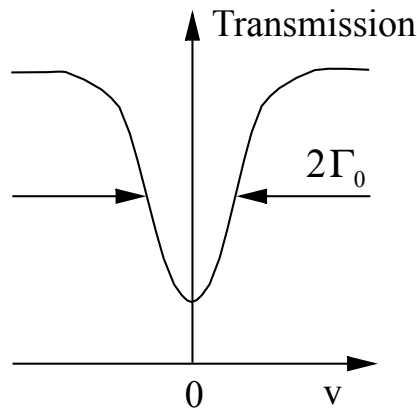
### 1.4 Experimentelle Messung

Da die 14,4 keV-Linie von  $^{57}\text{Fe}$  eine natürliche Breite von nur  $5 \cdot 10^{-9}$  eV hat, ist es nicht möglich, diese Linie direkt aufzulösen. Um diese dennoch vermessen zu können, bedient man sich der Resonanzabsorption. Dabei werden die in der Quelle erzeugten  $\gamma$ -Quanten durch einen Absorber geschickt. Wenn die Emissionslinie der Quelle und die Absorptionslinie des Absorbers übereinander liegen, so werden die erzeugten  $\gamma$ -Quanten absorbiert.

Somit kann durch geringes variieren der Energie  $E_\gamma$  der erzeugten  $\gamma$ -Quanten und durch Zählen der  $\gamma$ -Quanten, welche den Absorber bei dieser Energie  $E_\gamma$  passiert haben ein Transmissionsspektrum gemessen werden. Da die benötigten Energieänderungen in der Größenordnung von  $\Delta E_\gamma = 10^{-8}$  eV liegen, können diese nach Gleichung (1.4) mit Hilfe des Dopplereffektes durch Bewegung der Quelle relativ zum Absorber mit einer Geschwindigkeit von etwa  $v = 0,2 \frac{\text{mm}}{\text{s}}$  erzeugt werden.

$$\Delta E_\gamma = \pm \frac{v}{c} \cdot E_0 \quad (1.4)$$

Damit erhält man dann ein Transmissionsspektrum wie in Abbildung 2, wobei die Halbwertsbreite der Transmissionskurve hier der doppelten natürlichen Breite des Übergangs entspricht.



**Abbildung 2:** Das Transmissionsspektrum eines Absorbers, bei dem Resonanzabsorption auftritt. Die Energieabweichung  $\Delta E_\gamma$  von  $E_0$  ist mit dem Dopplereffekt durch die Relativgeschwindigkeit  $v$  gegeben, die Halbwertsbreite entspricht der doppelten natürlichen Breite  $\Gamma_0$  des Übergangs (aus dem blauen Buch, S. 197).

## 2 Aufspaltungen und Verschiebung der Mößbauerlinie

Normalerweise sind sowohl der angeregte Zustand, als auch der Grundzustand des Mößbauerübergangs keine einfachen Zustände, sondern diese sind aufgrund verschiedener Effekte verschoben und aufgespalten.

### 2.1 Hyperfeinstrukturaufspaltung

Durch die Bewegung der Hüllenelektronen kann am Ort des Atomkerns ein inneres Magnetfeld  $B$  entstehen. Dadurch spaltet sich der Zustand des Kerns mit dem Kernspin  $I$  durch den Zeeman-Effekt in die verschiedenen Zustände für die  $2I + 1$  möglichen Werte der magnetischen Quantenzahl  $m$  auf. Dabei ist der Energieabstand dieser *Hyperfeinstrukturzustände* durch

$$\Delta E_m = -\frac{m}{I} \mu B \quad (2.1)$$

gegeben. Somit erhält man unter Berücksichtigung dieser *Hyperfeinstrukturaufspaltung* des angeregten (Index a) und des Grundzustands (Index g) Resonanzabsorption bei  $\gamma$ -Quanten der Energien

$$E_\gamma = E_0 - \frac{m_a}{I_a} \mu_a B + \frac{m_g}{I_g} \mu_g B. \quad (2.2)$$

Dabei kann  $\Delta m = m_a - m_g$  nur die Werte 0 und  $\pm 1$  annehmen. Daher sind vom angeregten Zustand mit  $I_a = \frac{3}{2}$ , welcher vierfach aufgespalten ist, zum doppelt aufgespaltenem Grundzustand mit  $I_g = \frac{1}{2}$  sechs Übergänge möglich. Da das magnetische Moment des Grundzustands aus Kernresonanzuntersuchungen bekannt ist und den Wert

$$\mu_g = (0,0903 \pm 0,0007) \mu_k \quad (2.3)$$

hat, wobei  $\mu_k = \frac{e\hbar}{2m_p}$  das Kernmagneton ist, kann mit der Messung der Lage dieser sechs Übergänge das innere Magnetfeld  $B$  und das magnetische Moment  $\mu_a$  des angeregten Zustands bestimmt werden.

## 2.2 Quadrupolaufspaltung

Größere Atomkerne können auch eine asymmetrische Ladungsverteilung besitzen. Diese wird durch das Quadrupolmoment  $Q$  charakterisiert, welches für den angeregten Zustand von  $^{57}\text{Fe}$

$$Q = (0,21 \pm 0,01) \cdot 10^{-28} \text{ m}^2 \quad (2.4)$$

ist.

Durch Wechselwirkung mit dem elektrischen Gradientenfeld, verursacht durch die Elektronenverteilung in der Hülle, ergibt sich für die Wechselwirkungsenergie

$$\Delta E_Q(m) = \frac{eQ}{4} \left( \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \right) \frac{3m^2 - I(I+1)}{3I^2 - I(I+1)}. \quad (2.5)$$

Daran ist sofort zu erkennen, dass eine Aufspaltung aufgrund des Quadrupolmoments nur für Kerne mit einem Kernspin  $I > 1$  auftritt, welche *Quadrupolaufspaltung* genannt wird. Somit erhält man für den angeregten Zustand von  $^{57}\text{Fe}$  mit einem Kernspin von  $I = \frac{3}{2}$  eine Aufspaltung in zwei Linien, jeweils für  $m = \pm\frac{1}{2}$  und  $m = \pm\frac{3}{2}$ :

$$\Delta E_Q \left( \pm\frac{1}{2} \right) = +\frac{eQ}{4} \cdot \left( \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \right) \quad (2.6)$$

$$\Delta E_Q \left( \pm\frac{3}{2} \right) = -\frac{eQ}{4} \cdot \left( \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \right) \quad (2.7)$$

Durch Messung dieser Linien lässt sich so der Feldgradient  $\left( \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \right)$  bestimmen.

## 2.3 Isomerieverschiebung

Bei einem Atomkern mit einer Ladungsverteilung mit dem mittleren Radius  $\bar{R}$  ändert sich aufgrund der Hüllenelektronen mit der Ladungsdichte am Kernort  $e|\psi(0)|^2$  die Energie eines Kernzustandes um den Betrag

$$\Delta E(R) = \frac{2\pi}{3} e |\psi(0)|^2 Z e \bar{R}^2. \quad (2.8)$$

Dies führt zu einer Änderung der Übergangsenergie zu

$$E_\gamma = E_0 + \Delta E(R_a) - \Delta E(R_g). \quad (2.9)$$

Wenn Quelle und Absorber die gleiche chemische Zusammensetzung haben, so ist  $|\psi(0)|$  gleich und die Mößbauerlinie nicht verschoben. Dagegen zeigt sich bei verschiedenen Elektronenkonfigurationen von Quelle und Absorbern eine Verschiebung, die sogenannte *Isomerieverschiebung*.

Diese lässt sich durch Bestimmung des Schwerpunktes von paarweise zusammengehörenden Linien messen.

## 3 Aufbau der Messapparatur

Da bei der Aufnahme des Spektrums die Energie mit Hilfe des Dopplereffekts variiert wird, ist ein komplexer Versuchsaufbau erforderlich. Dieser ist in Abbildung 3 auf der nächsten Seite dargestellt und wird im Folgenden genauer erläutert.

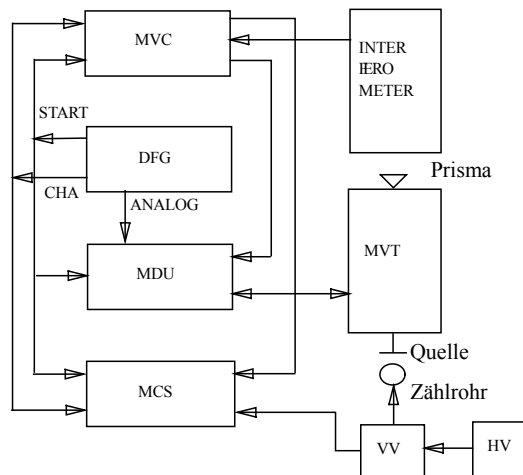


Abbildung 3: Aufbau des Mößbauerspektrometers (aus dem blauen Buch, S. 205).

### 3.1 Funktionsgenerator (DFG<sup>1</sup>)

Der Funktionsgenerator dient dazu, die benötigten Spannungsvariationen zur Bewegung der Quelle zu liefern. Da dieser digital arbeitet, ändert sich die ausgegebene Spannung immer in kleinen Intervallen. Bei einer oder nach mehreren solchen Spannungsänderungen wird ein CHA<sup>2</sup>-Impuls ausgegeben, welcher das Umschalten auf die nächste Spannung und damit auf die nächste Geschwindigkeit bzw. Energie signalisiert. Zusätzlich wird im Maximum der Funktion zur Synchronisation ein START-Impuls gesendet.

### 3.2 Mößbauer-Antriebssystem (MVT und MDU)

Der Antrieb (MVT<sup>3</sup>) arbeitet nach dem Prinzip eines Lautsprechers und bewegt dadurch den Stab, auf dem die Quelle sitzt, mit einer Geschwindigkeit, die proportional zum Strom durch die Magnetspulen ist. Am anderen Ende des Stabes sitzt ein Prisma, mit welchem interferometrisch die Geschwindigkeit des Stabes bestimmt wird.

Die Antriebseinheit (MDU<sup>4</sup>) erhält das Signal vom Funktionsgenerator und erzeugt damit die entsprechende nötige Spannung für den Antrieb. Zusätzlich kann diese mit der Kalibriereinheit zur Kalibration der Geschwindigkeit verwendet werden.

### 3.3 Kalibriereinheit (MVC<sup>5</sup>)

Die Kalibriereinheit dient der Zuordnung der einzelnen Messkanäle des Vielkanalanalysators zu den einzelnen Geschwindigkeiten. Dazu wird ein Michelson-Interferometer verwendet, welches aus einem Strahlteiler und zwei Spiegeln (hier: Prismen) besteht. Bewegt sich einer der Spiegel, so lässt sich aus der Anzahl der Hell-Dunkel-Übergänge an einem Punkt im Interferenzbild pro Zeiteinheit

<sup>1</sup>Digital Function Generator

<sup>2</sup>Channel Advance

<sup>3</sup>Mössbauer Velocity Transducer

<sup>4</sup>Mössbauer Driving Unit

<sup>5</sup>Mössbauer Velocity Calibrator

die Geschwindigkeit der Bewegung bestimmen. Zur Kalibrierung wird für jeden Kanal die Anzahl dieser Übergänge gezählt, womit die Geschwindigkeit für diese bekannt ist.

### 3.4 Vielkanalzähler (MCS<sup>6</sup>)

Der Vielkanalzähler besteht aus 1024 genutzten Kanälen, wobei die Eingangsimpulse immer nur zu einem aktiven Kanal hinzugezählt werden. Durch einen CHA-Impuls des Funktionsgenerators wird auf den nächsten Kanal geschaltet, durch einen START-Impuls wird zurück auf den ersten Kanal geschaltet.

## 4 Versuchsdurchführung

Zunächst wird mit Hilfe des MCS als Vielkanalanalysator das Impulsspektrum von <sup>57</sup>Fe aufgenommen und durch Setzen von Schwellen nur die 14,4 keV-Linie selektiert, um das Verhältnis von Signal zu Untergrund zu verbessern.

Anschließend müssen die Geschwindigkeiten der einzelnen Kanäle bestimmt werden. Dazu werden im Vielkanalanalysator zum Einen die Anzahl  $N_t$  der Impulse konstanter Frequenz  $f$  pro Kanal gezählt, um die Messdauer  $t = \frac{N_t}{f}$  der Kanäle zu erhalten. Zum Anderen werden pro Kanal die Anzahl  $N$  der Hell-Dunkel-Übergänge des Interferenzmusters der Kalibriereinheit gezählt. Damit ist die Geschwindigkeit jedes Kanals mit der Wellenlänge  $\lambda$  des Interferometer-Lasers durch

$$v = \frac{\lambda N}{2t} \quad (4.1)$$

gegeben.

Damit kann nun mit der Anzahl der Impulse vom Zählrohr für jeden Kanal, welcher einer bestimmten Energie  $E_\gamma$  entspricht, die Anzahl der nicht absorbierten  $\gamma$ -Quanten bestimmt werden, womit man das Transmissionsspektrum und damit das Mößbauerspektrum erhält.

## 5 Messungen und Ergebnisse

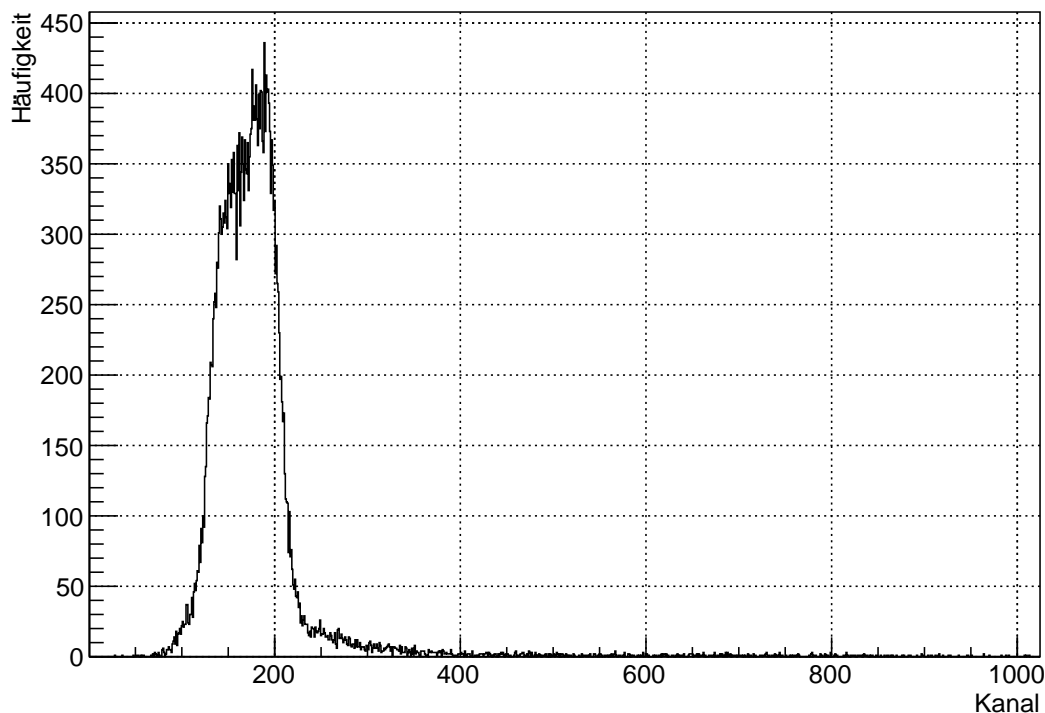
### 5.1 Messung des $\gamma$ -Spektrums und Auswahl der 14,4 keV-Linie

Das Impulsspektrum der <sup>57</sup>Fe-Quelle wurde im Vielkanalanalysator-Modus aufgenommen (Abbildung 4 auf der nächsten Seite). Dabei wurde durch Setzen von Schwellen rechts und links der 14,4 keV-Linie der Untergrund verworfen und nur  $\gamma$ -Quanten dieser Linie für die weitere Analyse verwendet. Dabei ist die Breite dieser Linie in dieser Darstellung durch die Auflösung des Proportionalzählrohres begrenzt.

---

<sup>6</sup>Multi Channel Scaler



14,4 keV-Linie von  $^{57}\text{Fe}$ Abbildung 4: 14,4 keV-Linie von  $^{57}\text{Fe}$ .

## 5.2 Geschwindigkeitskalibration

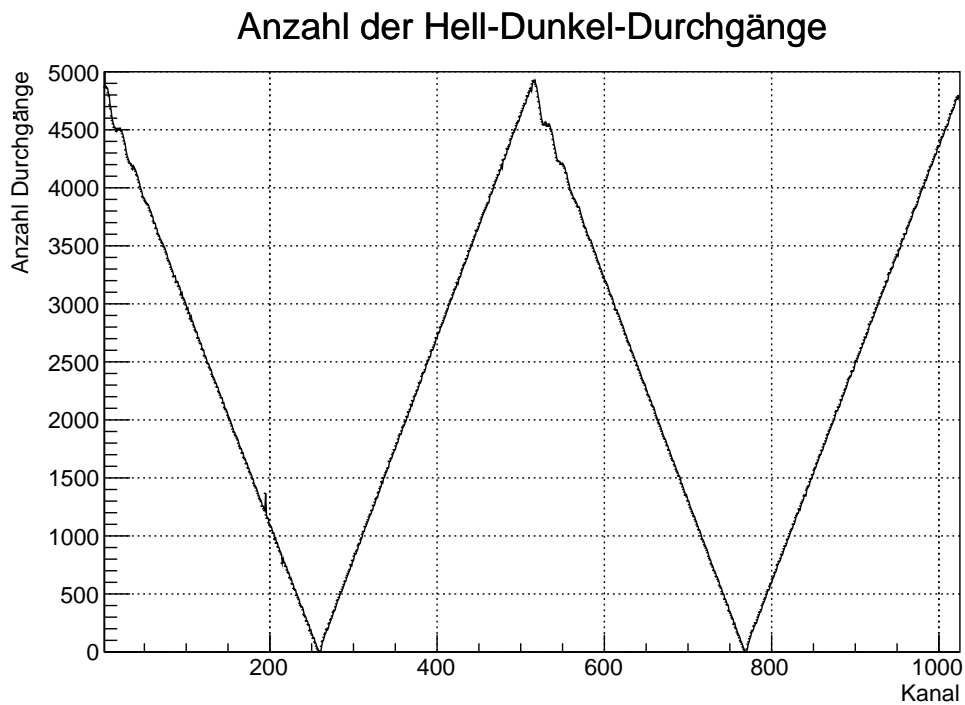
Um den einzelnen Kanälen eine Geschwindigkeit und damit eine Energievariation zuordnen zu können, wurden mit Hilfe eines Michelson-Interferometers die Anzahl der Hell-Dunkel-Durchgänge pro Kanal bestimmt, welche in Abbildung 5 auf der nächsten Seite dargestellt sind. Da in der Anzahl der Hell-Dunkel-Durchgänge keine Richtungsinformation der Bewegung steckt, muss der mittlere Teil dieses Graphen nach unten gespiegelt werden. Danach lässt sich mittels eines linearen Fits der Zusammenhang zwischen Kanalnummer und Anzahl der Hell-Dunkel-Durchgänge bestimmen. Dies ist in Abbildung 6 auf der nächsten Seite durchgeführt worden, wobei die Fit-Ergebnisse mit statistischem Fehler in Tabelle 1 aufgelistet sind.

Tabelle 1: Fit-Parameter der Geschwindigkeitskalibration

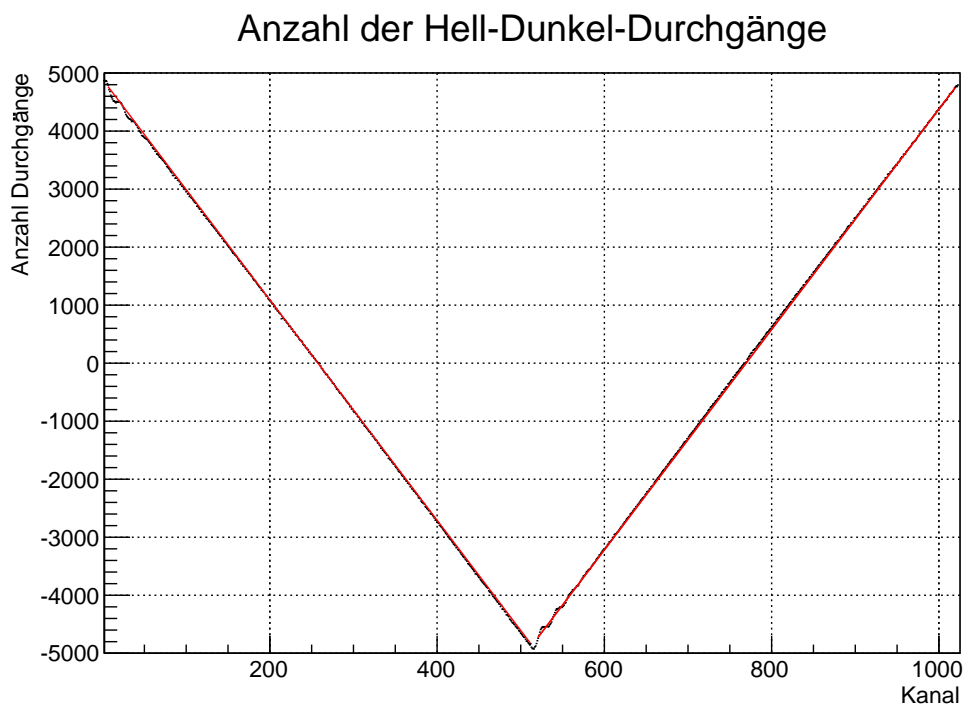
Spektrum	y-Achsenabschnitt	Steigung $\alpha$
links:	$4891 \pm 2$	$-18,991 \pm 0,007$
rechts:	$-14615,6 \pm 5,1$	$18,995 \pm 0,007$

Da jede Geschwindigkeit zweimal durchlaufen wird, werden wir später auch zwei Mößbauerspektren erhalten. Diese werden wir parallel auswerten und vergleichen, wobei der linke Teil des Spektrums mit „links“ und der rechte Teil mit „rechts“ abgekürzt werden.

Mithilfe dieser gefitteten Steigung stellen wir einen Zusammenhang zwischen dem Kanal und der Anzahl der Hell-Dunkel-Durchgänge. Wir wissen, dass beim linken Bild der Kanal 260 und beim rechten Bild der Kanal 770 keine Hell-Dunkel-Durchgänge zu beobachten sind, die Quelle sich also in Ruhe befindet. Unter Annahme einer linearen Beziehung zwischen der Kanalnummer  $n$  und der



**Abbildung 5:** Anzahl der Hell-Dunkel-Durchgänge pro Kanal zur Geschwindigkeitskalibration.



**Abbildung 6:** Anzahl der Hell-Dunkel-Durchgänge pro Kanal zur Geschwindigkeitskalibration, mit angepasstem Vorzeichen und linearen Fits. Die Fitparameter sind der Tabelle 1 auf der vorherigen Seite zu entnehmen.

Anzahl der Hell-Dunkel-Durchgänge  $N$  folgt für die linke Messung:

$$N = \alpha_{\text{links}} \cdot (n - 260) = -18,991 \cdot (n - 220) \quad (5.1)$$

und für die rechte Messung:

$$N = \alpha_{\text{rechts}} \cdot (n - 770) = 18,995 \cdot (n - 770) \quad (5.2)$$

Damit kann also mit Kenntnis des Kanals die Anzahl der Hell-Dunkel-Durchgänge mit statistischem Fehler berechnet werden, wobei wir für den systematischen Fehler aufgrund der Zählung von Ereignissen einen Wert von  $\delta N_{\text{sys.}} = 0,5$  annehmen. Die Messdauer eines Kanals wurde durch Zählen von Impulsen einer 1 MHz-Signalquelle ermittelt. Da diese um einen Faktor 10 untersetzt gezählt wurden, nehmen wir hierfür einen systematischen Fehler von 0,5 Zählimpulsen an, was hier  $\delta t_{\text{sys.}} = 5 \mu\text{s}$  entspricht. Mit 12489 gezählten Impulsen erhalten wir somit eine Messdauer pro Kanal von  $t = (124,89 \pm 0,005) \text{ ms}$ .

Mit Gleichungen 1.4 und 4.1 folgt für die Energieverschiebung:

$$\Delta E_{\gamma} = \frac{\lambda N}{2ct} \cdot E_0. \quad (5.3)$$

Der dabei verwendete Laser hat eine Wellenlänge von  $\lambda = (632,8 \pm 0,05) \text{ nm}$  und die Energie der Kennlinie beträgt  $E_0 = (14,4 \pm 0,05) \text{ keV}$ . Da nun alle Größen bekannt sind, kann die Energieverschiebung für jeden gegebenen Kanal mit systematischem und statistischem Fehler über Gaußsche Fehlerfortpflanzung berechnet werden.

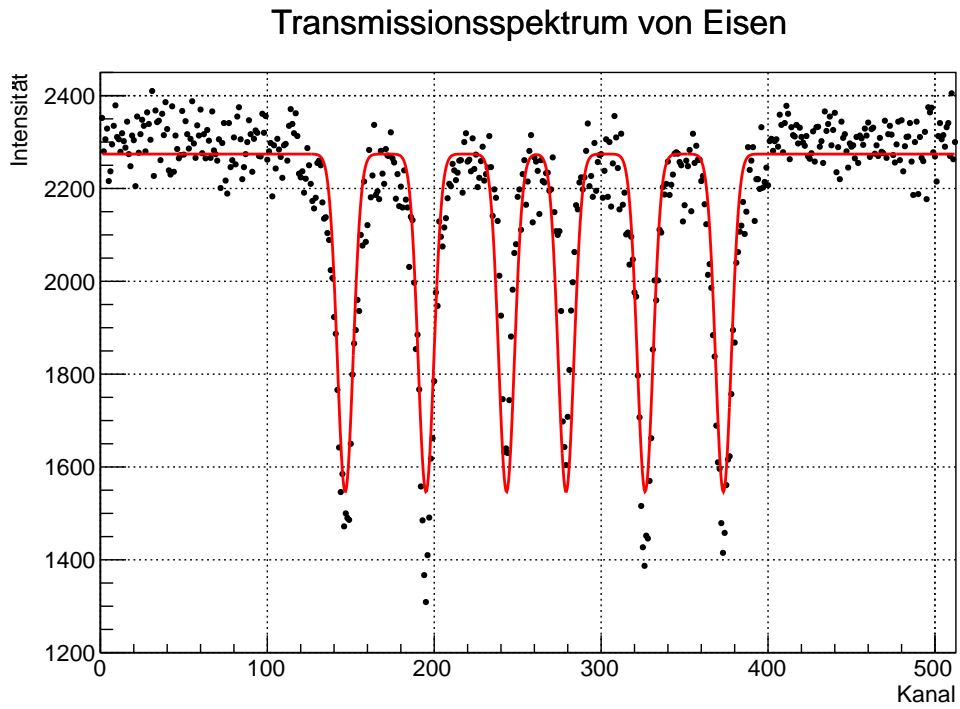
### 5.3 Mößbauerspektrum von Eisen

Es wurde das Mößbauerspektrum von Eisen aufgenommen. Dieses ist für den linken Teil in Abbildung 7 auf der nächsten Seite und für den rechten Teil in Abbildung 8 auf der nächsten Seite dargestellt. Die Parameter der angefitteten Gaußkurven sind dabei mit statistischem Fehler in Tabelle 2 gegeben.

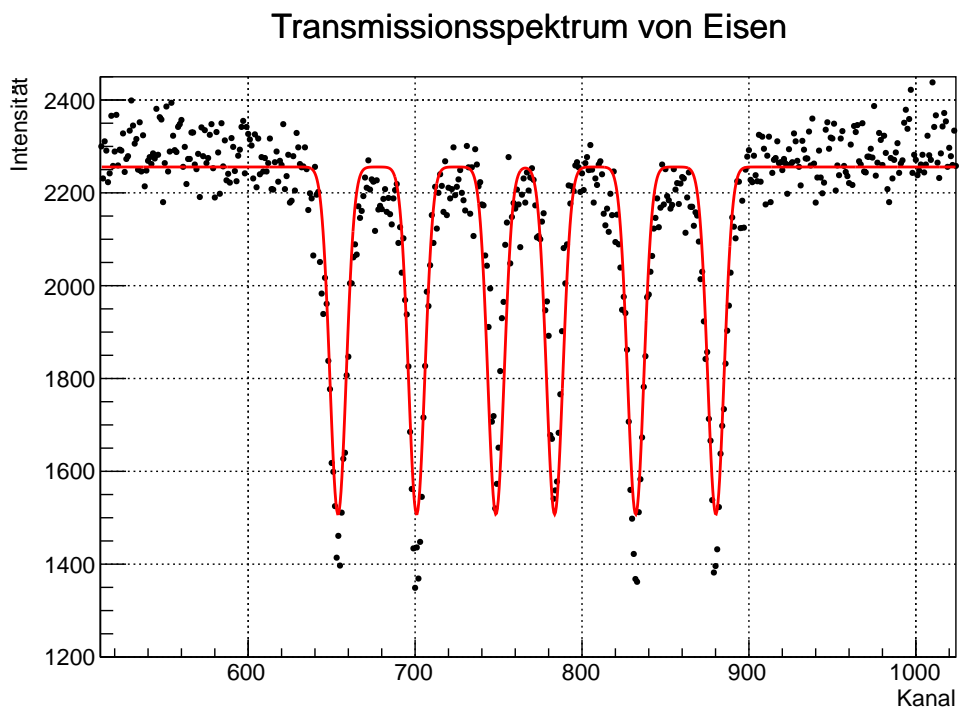
**Tabelle 2:** Fit-Parameter des Eisen-Mößbauerspektrums, mit statistischen Fehlern

Spektrum:	links (Kanal)	rechts (Kanal)
Nullniveau:	$2274 \pm 5$	$2256 \pm 4$
Skalierung der Gaußkurven:	$8630 \pm 215$	$9167 \pm 202$
Breite $\sigma$ der Gaußkurven:	$4,73 \pm 0,14$	$4,89 \pm 0,13$
Binnnummer für $v = 0$	260	770
Mittelpunkt der 1. Gaußkurve:	$146,67 \pm 0,26$	$653,81 \pm 0,24$
Mittelpunkt der 2. Gaußkurve:	$195,07 \pm 0,24$	$700,92 \pm 0,22$
Mittelpunkt der 3. Gaußkurve:	$243,34 \pm 0,28$	$748,42 \pm 0,25$
Mittelpunkt der 4. Gaußkurve:	$279,00 \pm 0,29$	$783,60 \pm 0,25$
Mittelpunkt der 5. Gaußkurve:	$326,37 \pm 0,25$	$832,17 \pm 0,23$
Mittelpunkt der 6. Gaußkurve:	$373,26 \pm 0,27$	$880,19 \pm 0,24$

Aus diesen Werten lassen sich die Geschwindigkeiten des Antriebssystems, bei denen die verschobenen Kurven zu beobachten sind sowie die entsprechende Energieverschiebung mithilfe von Gleichung (4.1) auf Seite 8 sowie Gleichung (5.3) bestimmen. Um von der Kanalnummer auf die Anzahl  $N$  der Hell-Dunkel-Durchgänge zu kommen, bedienen wir uns Gleichung (5.1) bzw. Gleichung (5.2). Die Ergebnisse sind in Tabelle 3 auf Seite 13 eingetragen. Die Fehler wurden mit Gaußscher Fehlerfortpflanzung ermittelt. Dabei betrachteten wir die Fehler in den Größen Kanalnummer  $n$  und Steigung bei der Geschwindigkeitskalibration  $\alpha$  als statistische und in den Größen Messdauer pro



**Abbildung 7:** Mößbauerspektrum von Eisen mit deutlich sichtbarer sechsfacher Aufspaltung, mit einem Fit an sechs Gaußkurven gleicher Breite und Höhe, linkes Spektrum.



**Abbildung 8:** Mößbauerspektrum von Eisen, wie vorher, rechtes Spektrum.

Kanal  $t$ , Energie des Grundzustands  $E_0$  und Wellenlänge  $\lambda$  als systematische Fehler. Es wird immer zuerst der statistische und dann der systematische Fehler angegeben:

$$\text{Messwert} = \text{Mittelwert} \pm \text{statistischer Fehler} \pm \text{systematischer Fehler} \quad (5.4)$$

Spektrum	$v$ in $10^{-5} \frac{\text{m}}{\text{s}}$ , links	$\Delta E$ in $10^{-10} \text{eV}$ , links	$v$ in $10^{-5} \frac{\text{m}}{\text{s}}$ , rechts	$\Delta E$ in $10^{-10} \text{eV}$ , rechts
1. Kurve:	$545,3 \pm 1,3 \pm 2,7$	$2619,0 \pm 6,0 \pm 15,9$	$-559,1 \pm 1,2 \pm 2,8$	$-2685,7 \pm 5,5 \pm 16,4$
2. Kurve:	$312,4 \pm 1,2 \pm 1,6$	$1500,5 \pm 5,5 \pm 9,1$	$-332,4 \pm 1,1 \pm 1,7$	$-1596,8 \pm 5,1 \pm 9,7$
3. Kurve:	$80,2 \pm 1,3 \pm 0,4$	$385,0 \pm 6,5 \pm 2,3$	$-103,9 \pm 1,2 \pm 0,5$	$-498,8 \pm 5,8 \pm 3,0$
4. Kurve:	$-91,4 \pm 1,4 \pm 0,5$	$-439,1 \pm 6,7 \pm 2,7$	$65,5 \pm 1,2 \pm 0,3$	$314,4 \pm 5,8 \pm 1,9$
5. Kurve:	$-319,3 \pm 1,2 \pm 1,6$	$-1533,8 \pm 5,8 \pm 9,3$	$299,2 \pm 1,1 \pm 1,5$	$1437,0 \pm 5,3 \pm 8,7$
6. Kurve:	$-544,9 \pm 1,3 \pm 2,7$	$-2617,4 \pm 6,2 \pm 15,9$	$530,3 \pm 1,2 \pm 2,7$	$254,7 \pm 5,5 \pm 15,6$

**Tabelle 3:** Geschwindigkeiten und Energieverschiebung des Eisen-Mößbauerspektrums, mit statistischen und systematischen Fehlern

### 5.3.1 Isomerieverschiebung

Bei der Isomerieverschiebung werden alle Energiewerte um einen konstanten Wert verschoben. Dazu wird der Mittelwert der Energieverschiebungen  $\langle \Delta E \rangle$  aus Tabelle 3 für die linke und rechte Messung ermittelt. Wir verzichteten dabei auf einen gewichteten Mittelwert mit einer  $\chi^2$ -Minimierung, da unsere Fehler alle ähnlich groß waren. Der Fehler des Mittelwerts der Energie,  $\Delta \langle \Delta E \rangle$ , lässt sich aus folgender Gleichung ermitteln:

$$\Delta \langle \Delta E \rangle = \sqrt{\frac{1}{\tilde{N}(\tilde{N}-1)} \sum_{i=1}^{\tilde{N}} (\Delta(\Delta E_i))^2} \quad \tilde{N} = \text{Anzahl der Messungen, hier } \tilde{N} = 6 \quad (5.5)$$

Wir erhalten für die linke bzw. rechte Messung Isomerieverschiebungen von:

$$\langle \Delta E \rangle_{\text{links}} = (-1,43 \pm 0,27 \pm 0,48) \cdot 10^{-9} \text{ eV} \quad \langle \Delta E \rangle_{\text{rechts}} = (-8,05 \pm 0,25 \pm 0,48) \cdot 10^{-9} \text{ eV} \quad (5.6)$$

Aus beiden Messungen schließen wir auf eine Isomerieverschiebung, wobei wir für den Fehler analog Gleichung (5.5) mit  $\tilde{N} = 2$  nahmen:

$$\langle \Delta E \rangle = (-4,74 \pm 0,26 \pm 0,48) \cdot 10^{-9} \text{ eV} \quad (5.7)$$

### 5.3.2 Hyperfeinstrukturaufspaltung: Inneres Magnetfeld und magnetisches Moment

Mithilfe der Hyperfeinstrukturaufspaltung von  $^{57}\text{Fe}$  lässt sich das innere Magnetfeld sowie das magnetische Moment des angeregten Zustands,  $\mu_a$ , ermitteln. Im blauen Buch wurde bereits eine Rechnung der Hyperfeinstrukturaufspaltung für unseren Fall durchgeführt. Dabei konnte die zu ermittelnden Größen in andere Größen  $A$ ,  $G$  und  $I$  zusammengefasst und in Abhängigkeit der Geschwindigkeiten ausgedrückt werden, bei denen die Mittelwerte der Gaußkurven gemessen wurden (Gleichungen 7-148 und 7-149). Um weiter die Gleichung zu vereinfachen, gab es 4 Fallunterscheidungen für die Vorzeichen der Größen  $A$  und  $G$ . Jedes dieser Fälle stellt eine Bedingung für die Geschwindigkeiten. Diese sind:

$$\text{a) } v_1 - 2v_2 - v_3 = 0$$

- b)  $v_1 - 2v_2 + v_3 = 0$   
 c)  $v_1 - v_2 - 2v_3 = 0$   
 d)  $-v_1 + v_2 + 2v_3 = 0$

$v_1$ ,  $v_2$  und  $v_3$  drücken die positiv gemessenen Geschwindigkeiten aus, wobei  $v_1 > v_2 > v_3$  gilt. Die gemessenen Geschwindigkeiten unseres Versuchs sind in Tabelle 3 auf der vorherigen Seite angegeben. Wir korrigierten diese Geschwindigkeiten noch mit der jeweiligen Isomerieverschiebung. Die Ergebnisse der Untersuchung sind in Tabelle 4. Offensichtlich trifft der zweite Fall mit  $v_1 - 2v_2 + v_3$

	linke Messung, in $10^{-4} \frac{\text{m}}{\text{s}}$	rechte Messung, in $10^{-4} \frac{\text{m}}{\text{s}}$
$v_1$	54,2	51,4
$v_2$	30,9	28,2
$v_3$	7,2	4,9
$v_1 - 2v_2 - v_3$	-15,4	-10,0
$v_1 - 2v_2 + v_3$	<b>0,1</b>	<b>-0,3</b>
$v_1 - v_2 - 2v_3$	7,9	13,4
$-v_1 + v_2 + 2v_3$	-7,9	-13,4

**Tabelle 4:** Fallunterscheidung bei der Berechnung der Hyperfeinstrukturaufspaltung  
 Die Geschwindigkeiten  $v_1$ ,  $v_2$  und  $v_3$  wurden bereits mit der Isomerieverschiebung korrigiert.

am ehesten auf die Bedingung zu. Für diesen Fall gilt:

$$A = v_1 - v_2 \quad G = -v_2 - v_3 \quad (5.8)$$

Mithilfe der Relationen:

$$A = \frac{\mu_a B c}{I_a E_0} \quad G = \frac{\mu_g B c}{I_g E_0} \quad (5.9)$$

kann man das innere Magnetfeld  $B$  sowie das magnetische Moment des angeregten Zustands  $\mu_a$  berechnen.  $I_g = \frac{1}{2}$  und  $I_a = \frac{3}{2}$  sind die Spins des Grundzustands bzw. des angeregten Zustands.  $E_0 = 14,4 \text{ keV}$  ist die Energie des Grundzustands und  $c$  ist die Lichtgeschwindigkeit. Das magnetische Moment des Grundzustands,  $\mu_g$ , ist bereits bekannt und beträgt  $\mu_g = 0,0903 \pm 0,0007 \mu_K$ ,  $\mu_K = 3,15 \cdot 10^{-8} \frac{\text{eV}}{\text{T}}$  ist das Kernmagneton<sup>7</sup>.

Es gelten:

$$\mu_a = \frac{A I_a E_0}{B c} = \frac{(v_1 - v_2) I_a E_0}{B c} \quad B = \frac{G I_g E_0}{\mu_g c} = \frac{(-v_2 - v_3) I_g E_0}{\mu_g c} \quad (5.10)$$

Zuerst wird das Magnetfeld mit der rechten Gleichung bestimmt. Anschließend wird der erhaltene Wert in die linke Gleichung eingesetzt und das magnetische Moment  $\mu_a$  berechnet. Für die Fehler benutzen wir wieder die Gaußsche Fehlerfortpflanzung.  $I_g$  und  $I_a$  können keine Fehler besitzen, da sie Quantenzahlen sind. Den angegebenen Fehler für  $\mu_g$  fassten wir als statistischen Fehler auf. Den Fehler für das Kernmagneton  $\mu_K$  vernachlässigten wir.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 5 eingetragen.

	linke Messung	rechte Messung
Inneres Magnetfeld $B$	$-32,26 \pm 0,25 \pm 0,11 \text{ T}$	$-27,96 \pm 0,22 \pm 0,10 \text{ T}$
Magnetisches Moment $\mu_a$	$(-51,40 \pm 0,40 \pm 0,18) \cdot 10^{-10} \frac{\text{eV}}{\text{T}}$	$(-59,55 \pm 0,46 \pm 0,21) \cdot 10^{-10} \frac{\text{eV}}{\text{T}}$

**Tabelle 5:** Inneres Magnetfeld und magnetisches Moment des angeregten Zustands von Eisen

<sup>7</sup>Zahlenwert aus <http://de.wikipedia.org/wiki/Kernmagneton>

Schließlich erhalten wir als Endergebnisse für inneres Magnetfeld und magnetisches Moment des angeregten Zustands von Eisen als Mittelwerte aus den beiden Messungen:

$$B = -30,11 \pm 0,24 \pm 0,11 \text{ T} \quad \mu_a = (-55,48 \pm 0,43 \pm 0,20) \cdot 10^{-10} \frac{\text{eV}}{\text{T}} \quad (5.11)$$

### 5.3.3 Lebensdauer

Für die Lebensdauer der Zustände  $\tau$  muss man die Halbwertsbreite  $\Gamma_0$  (FWHM, engl. für full width at half maximum) betrachten. Mit der Heisenbergschen Unschärferelation gilt dann (Gleichung 7-130 im blauen Buch):

$$\Gamma_0 \cdot \tau = \hbar \Leftrightarrow \tau = \frac{\hbar}{\Gamma_0} \quad (5.12)$$

Da hier die Verteilungskurven der Peaks alle Gaußkurven mit bekannter Standardabweichung  $\sigma$  sind, lässt sich mithilfe folgender Formel die Halbwertsbreite berechnen:

$$\Gamma_0 = 2\sqrt{2\ln 2} \cdot \sigma \quad (5.13)$$

Wir haben für alle Fits bei einer Messung die gleiche Standardabweichung angenommen (siehe Tabelle 2 auf Seite 11). Diese Standardabweichungen müssen dann mithilfe der Steigungen analog zur Berechnung der Isomerieverschiebung in Energien umgerechnet werden. Da sich die Energieverschiebung proportional zur Kanalnummer  $n$  verhält, konnten wir einfach annehmen:

$$\sigma[\text{Energie}] = \alpha \cdot \sigma[\text{Kanalnummer}] \quad \alpha = \text{Steigung aus der Geschwindigkeitskalibrierung} \quad (5.14)$$

Wir erhalten für die Gaußkurven bei der Messung auf der linken Seite bzw. rechten Seite, wobei wir die Fehler mit Gaußscher Fehlerfortpflanzung errechneten:

$$\Gamma_{0,\text{links}} = (-257,4 \pm 7,6) \cdot 10^{-10} \text{ eV} \quad \Gamma_{0,\text{rechts}} = (-266,1 \pm 7,1) \cdot 10^{-10} \text{ eV} \quad (5.15)$$

Für die Standardabweichung ist nur ein statistischer Fehler aus den Gaußfits vorhanden. Für ihn gibt es keinen systematischen Fehler. Für die Lebensdauer folgt also:

$$\tau_{\text{links}} = 160,7 \pm 4,8 \text{ ns} \quad \tau_{\text{rechts}} = 155,4 \pm 4,1 \text{ ns} \quad (5.16)$$

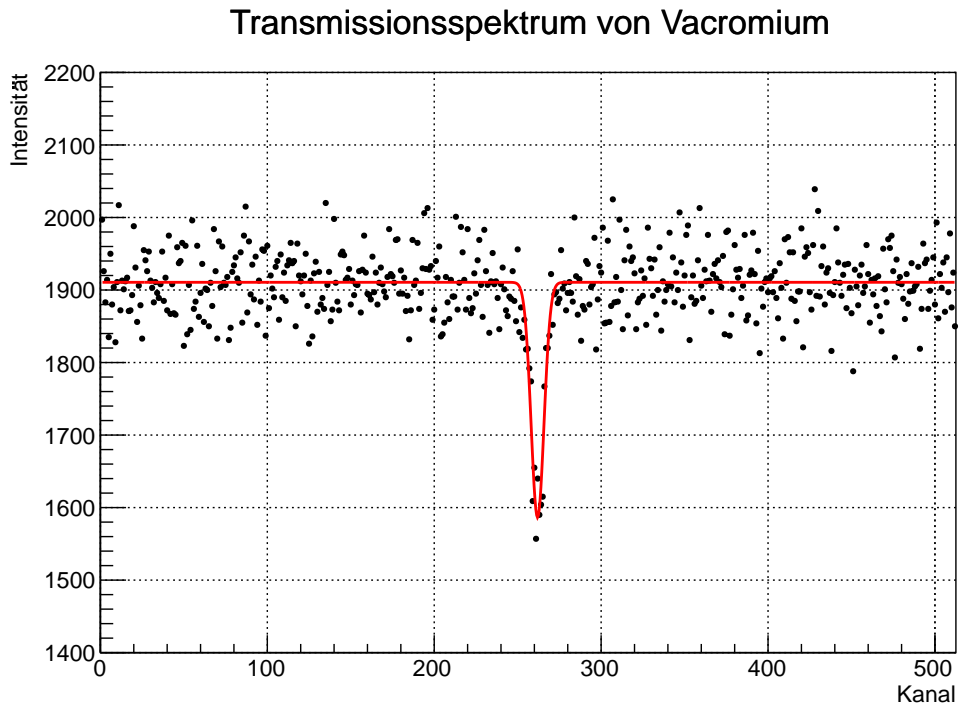
Wir erhalten abschließend aus der Mitteln eine Lebensdauer von:

$$\tau = 158,1 \pm 4,5 \text{ ns} \quad (5.17)$$

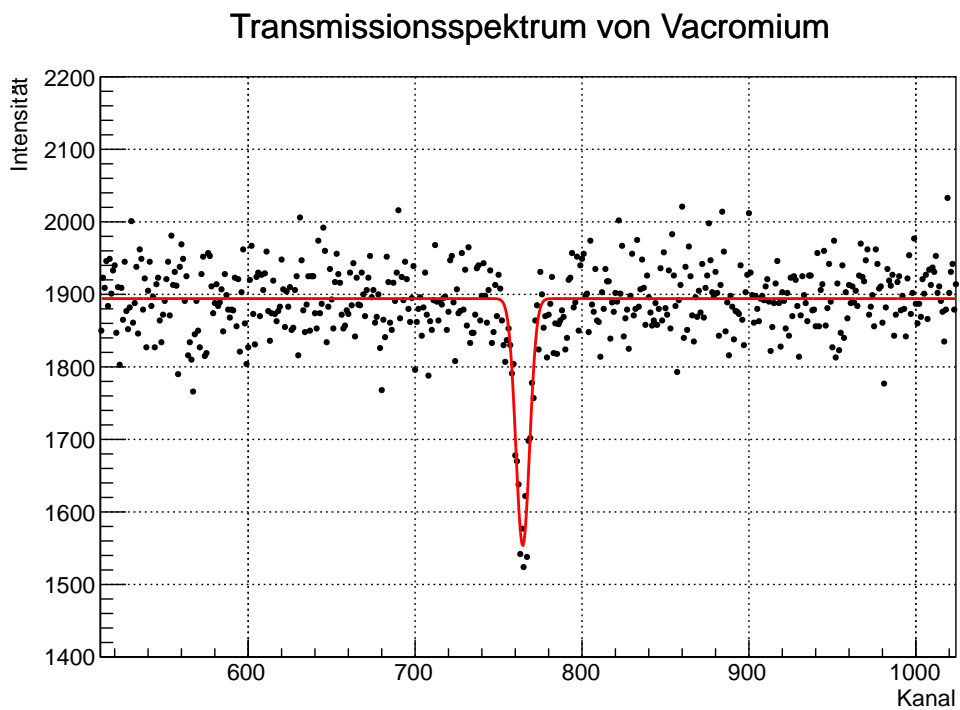
Hier wurde wieder nur der Mittelwert aufgrund der geringen Fehlerdifferenz genommen.

## 5.4 Mößbauerspektrum von Vacromium

Es wurde das Mößbauerspektrum von Vacromium aufgenommen. Dieses ist für den linken Teil in Abbildung 9 auf der nächsten Seite und für den rechten Teil in Abbildung 10 auf der nächsten Seite dargestellt. Die Parameter der angefitzten Gaußkurven sind dabei mit statistischem Fehler in Tabelle 6 auf Seite 17 gegeben.



**Abbildung 9:** Mößbauerspektrum von Vacromium mit deutlich sichtbarer Mößbauer-Linie, mit einem Fit an eine Gaußkurve, linkes Spektrum.



**Abbildung 10:** Mößbauerspektrum von Vacromium, wie vorher, rechtes Spektrum.



**Tabelle 6:** Fit-Parameter des Vacromium-Mößbauerspektrums sowie errechneten Energieverschiebungen, mit statistischen und systematischen Fehlern

Spektrum:	links	rechts
Nullniveau:	$1910 \pm 2$	$1894 \pm 2$
Skalierung der Gaußkurve:	$3125 \pm 203$	$3513 \pm 216$
Breite $\sigma$ der Gaußkurve:	$3,8 \pm 0,3$	$4,1 \pm 0,3$
Mittelpunkt der Gaußkurve:	$261,90 \pm 0,28$	$764,49 \pm 0,28$

#### 5.4.1 Isomerieverschiebung

Da wir nur eine Gaußkurve sehen, ist keine Aufspaltung vorhanden. Die kleine Abweichung der Gaußkurve von der Energie des Grundzustandes lässt sich mit der Isomerieverschiebung erklären. Dazu werden wieder die Kanalnummern, bei denen die Mittelpunkte der verschobenen Gaußkurven zu finden sind, mithilfe der Gleichungen (5.1), (5.2) sowie (5.3) in verschobene Energiewerte umgerechnet. Wir erhalten für die links bzw. rechte Messung:

$$\Delta E_{\text{links}} = (-43,9 \pm 6,5 \pm 0,3) \cdot 10^{-10} \text{ eV} \quad \Delta E_{\text{rechts}} = (-127,4 \pm 6,5 \pm 0,8) \cdot 10^{-10} \text{ eV} \quad (5.18)$$

Zusammen erhalten wir über eine Mitteln der beiden Werte eine Isomerieverschiebung von:

$$\Delta E = (-85,65 \pm 6,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-10} \text{ eV} \quad (5.19)$$

#### 5.4.2 Lebensdauer

Die Lebensdauer lässt sich genauso wie bei der Berechnung für das Element  $^{57}\text{Fe}$  aus der Standardabweichung der Gaußkurven berechnen. Wir erhalten, nach analogen Rechnungen wie bei  $^{57}\text{Fe}$  für die Halbwertsbreite:

$$\Gamma_{0,\text{links}} = (20,7 \pm 1,6) \cdot 10^{-9} \text{ eV} \quad \Gamma_{0,\text{rechts}} = (22,3 \pm 1,6) \cdot 10^{-9} \text{ eV} \quad (5.20)$$

Für die Lebensdauer folgt:

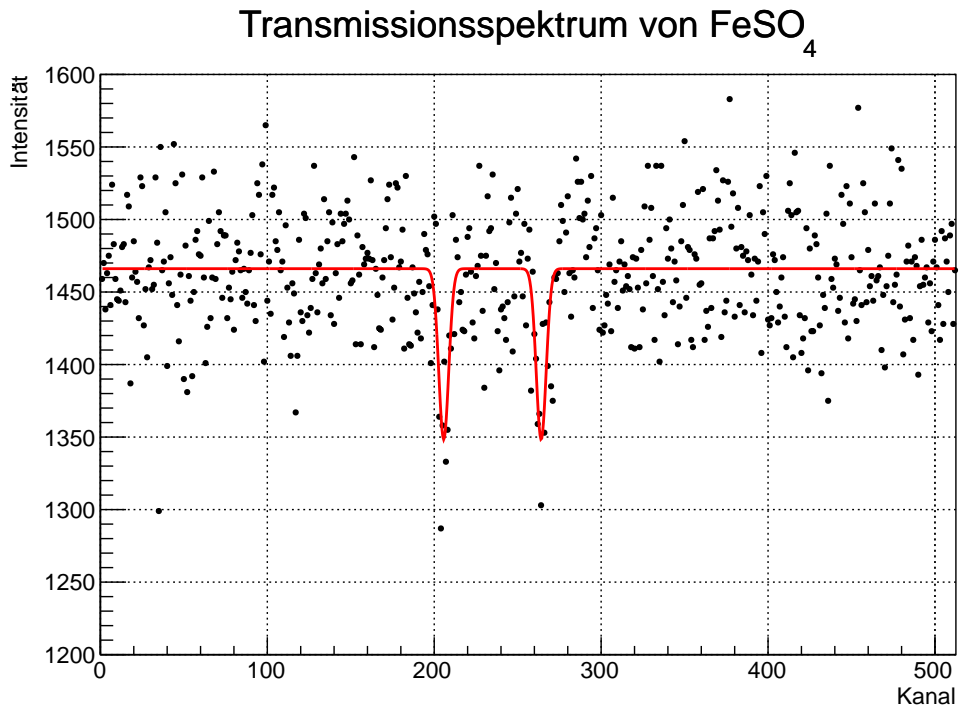
$$\tau_{\text{links}} = 200,1 \pm 15,8 \text{ ns} \quad \tau_{\text{rechts}} = 185,4 \pm 13,6 \text{ ns} \quad (5.21)$$

Als Endergebnis aus den beiden Messungen erhalten wir für die Lebensdauer:

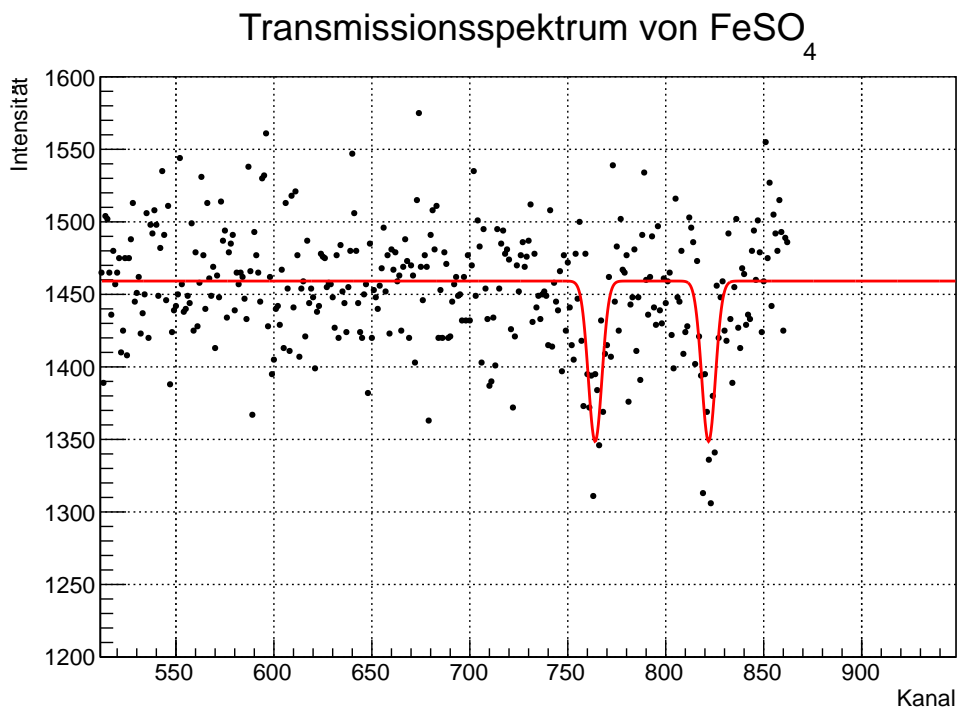
$$\tau = 192,8 \pm 14,7 \text{ ns} \quad (5.22)$$

### 5.5 Mößbauerspektrum von Eisenverbindungen

Es wurden die Mößbauerspektren von  $\text{FeSO}_4$  und von  $\text{FePO}_4$  aufgenommen. Diese sind für den linken Teil in Abbildung 11 auf der nächsten Seite und Abbildung 13 auf Seite 19, sowie für den rechten Teil in Abbildung 12 auf der nächsten Seite und Abbildung 14 auf Seite 19 dargestellt. Die Parameter der angefitzten Gaußkurven sind dabei mit statistischem Fehler in Tabelle 8 auf Seite 20 und Tabelle 7 auf Seite 20 gegeben.



**Abbildung 11:** Mößbauerspektrum von  $\text{FeSO}_4$  mit deutlich sichtbarer Aufspaltung der Mößbauer-Linie, mit einem Fit an zwei Gaußkurven gleicher Breite und Höhe, linkes Spektrum.



**Abbildung 12:** Mößbauerspektrum von  $\text{FeSO}_4$ , wie vorher, rechtes Spektrum.

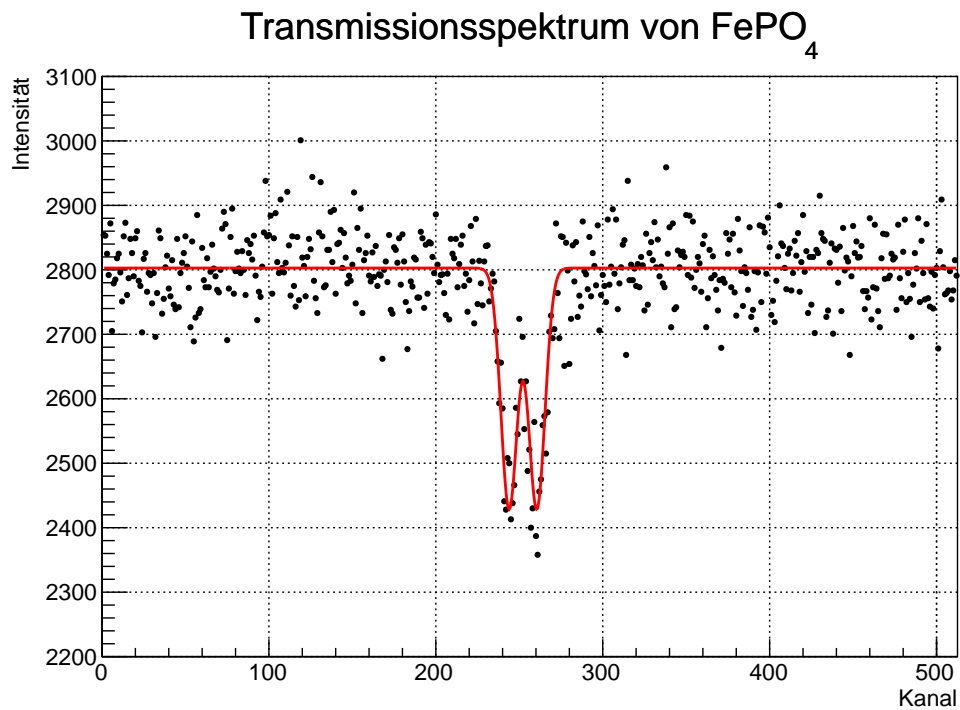


Abbildung 13: Mößbauerspektrum von  $\text{FePO}_4$  mit deutlich sichtbarer Aufspaltung der Mößbauer-Linie, mit einem Fit an zwei Gaußkurven gleicher Breite und Höhe, linkes Spektrum.

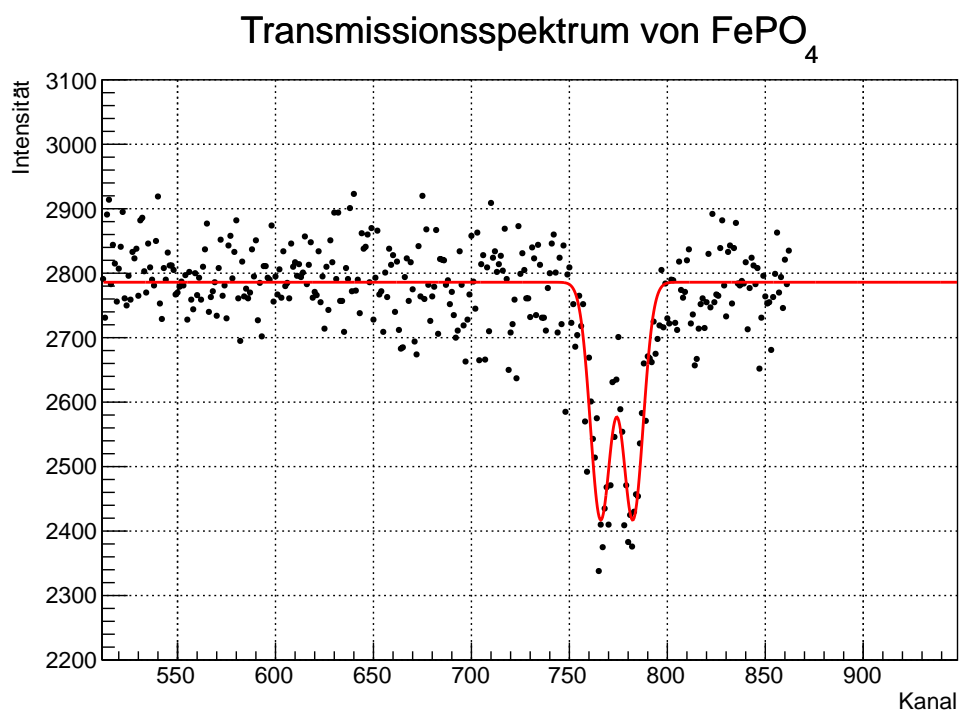


Abbildung 14: Mößbauerspektrum von  $\text{FePO}_4$ , wie vorher, rechtes Spektrum.

**Tabelle 7:** Fit-Parameter des  $\text{FePO}_4$ -Mößbauerspektrums, mit statistischen Fehlern

Spektrum:	links	rechts
Nullniveau:	$2803 \pm 3$	$2786 \pm 4$
Skalierung der Gaußkurven:	$4563 \pm 182$	$4784 \pm 214$
Breite $\sigma$ der Gaußkurven:	$4,88 \pm 0,22$	$5,21 \pm 0,32$
Mittelpunkt der 1. Gaußkurve:	$243,90 \pm 0,36$	$765,94 \pm 0,42$
Mittelpunkt der 2. Gaußkurve:	$260,50 \pm 0,39$	$782,44 \pm 0,42$

**Tabelle 8:** Fit-Parameter des  $\text{FeSO}_4$ -Mößbauerspektrums, mit statistischen Fehlern

Spektrum:	links	rechts
Nullniveau:	$1466 \pm 2$	$1459 \pm 2$
Skalierung der Gaußkurven:	$878 \pm 122$	$964 \pm 114$
Breite $\sigma$ der Gaußkurven:	$2,98 \pm 0,53$	$3,48 \pm 0,45$
Mittelpunkt der 1. Gaußkurve:	$205,69 \pm 0,54$	$763,96 \pm 0,71$
Mittelpunkt der 2. Gaußkurve:	$264,07 \pm 0,74$	$821,86 \pm 0,59$

Analog zu Tabelle 3 auf Seite 13 errechnen wir die Energiewerte der verschobenen Gaußkurven. Die Ergebnisse sind in Tabelle 9 und Tabelle 10 für  $\text{FeSO}_4$  bzw. für  $\text{FePO}_4$  zu finden.

Spektrum	$v$ in $10^{-5} \frac{\text{m}}{\text{s}}$ , links	$\Delta E$ in $10^{-10} \text{eV}$ , links	$v$ in $10^{-5} \frac{\text{m}}{\text{s}}$ , rechts	$\Delta E$ in $10^{-10} \text{eV}$ , rechts
1. Kurve:	$261,3 \pm 2,6 \pm 1,3$	$1255,1 \pm 12,5 \pm 7,6$	$-29,1 \pm 3,4 \pm 0,1$	$-139,6 \pm 16,4 \pm 0,8$
2. Kurve:	$-19,6 \pm 3,6 \pm 0,1$	$-94,1 \pm 17,1 \pm 0,6$	$249,6 \pm 2,8 \pm 1,2$	$1198,7 \pm 13,6 \pm 7,3$

**Tabelle 9:** Geschwindigkeiten und Energieverschiebung des  $\text{FeSO}_4$ -Mößbauerspektrums, mit statistischen und systematischen Fehlern

Spektrum	$v$ in $10^{-5} \frac{\text{m}}{\text{s}}$ , links	$\Delta E$ in $10^{-10} \text{eV}$ , links	$v$ in $10^{-5} \frac{\text{m}}{\text{s}}$ , rechts	$\Delta E$ in $10^{-10} \text{eV}$ , rechts
1. Kurve:	$77,5 \pm 1,7 \pm 0,4$	$372,1 \pm 8,3 \pm 2,3$	$-19,5 \pm 2,0 \pm 0,1$	$-93,8 \pm 9,7 \pm 0,6$
2. Kurve:	$-2,4 \pm 1,9 \pm 0,0$	$-11,6 \pm 9,0 \pm 0,1$	$59,9 \pm 2,0 \pm 0,3$	$287,6 \pm 9,7 \pm 1,8$

**Tabelle 10:** Geschwindigkeiten und Energieverschiebung des  $\text{FePO}_4$ -Mößbauerspektrums, mit statistischen und systematischen Fehlern

### 5.5.1 Isomerieverschiebung

Analog zur Berechnung der Isomerieverschiebung  $\Delta E$  bei Eisen erhalten wir für  $\text{FeSO}_4$ :

$$\Delta E_{\text{FeSO}_4, \text{links}} = (58,1 \pm 1,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-9} \text{ eV} \quad \Delta E_{\text{FeSO}_4, \text{rechts}} = (53,0 \pm 1,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-9} \text{ eV} \quad (5.23)$$

Daraus folgt eine Gesamtverschiebung bei  $\text{FeSO}_4$  von:

$$\Delta E_{\text{FeSO}_4} = (55,6 \pm 1,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-9} \text{ eV} \quad (5.24)$$

Diese Rechnung wird noch für  $\text{FePO}_4$  durchgeführt:

$$\Delta E_{\text{FePO}_4, \text{links}} = (18,0 \pm 0,9 \pm 0,2) \cdot 10^{-9} \text{ eV} \quad \Delta E_{\text{FePO}_4, \text{rechts}} = (9,7 \pm 1,0 \pm 0,1) \cdot 10^{-9} \text{ eV} \quad (5.25)$$

$$\Delta E_{\text{FePO}_4} = (13,9 \pm 1,0 \pm 0,2) \cdot 10^{-9} \text{ eV} \quad (5.26)$$

### 5.5.2 Quadrupolaufspaltung: Bestimmung des elektrischen Feldgradienten

Die Quadrupolaufspaltung tritt aufgrund der asymmetrischen Ladungsverteilung auf, welche sich durch einen elektrischen Feldgradienten  $\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}$  in eine ausgerichtete Richtung  $z$  quantifizieren lässt. In den Eisenverbindungen  $\text{FeSO}_4$  und  $\text{FePO}_4$  lässt sich eine solche Aufspaltung beobachten. Sie tritt nur bei Kernen auf, deren Spin größer als 1 ist. Zudem ist sie nur vom Quadrat der magnetischen Quantenzahl abhängig, weshalb nur eine zweifache Aufspaltung zu beobachten ist. Für sie gilt (nach Gleichung 7-165):

$$v_Q \left( \pm \frac{3}{2} \right) - v_Q \left( \pm \frac{1}{2} \right) = \frac{eQ}{2} \cdot \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \cdot \frac{c}{E_0} \Leftrightarrow \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = \frac{2E_0}{eQc} \cdot \left( v_Q \left( \pm \frac{3}{2} \right) - v_Q \left( \pm \frac{1}{2} \right) \right) \quad (5.27)$$

$e$  ist die Elementarladung und  $Q$  das Quadrupolmoment des angeregten Zustands von  $^{57}\text{Fe}$ . Es ist im blauen Buch mit  $Q = (0,21 \pm 0,01) \cdot 10^{-28} \text{ m}^2$  angegeben. Diesen Fehler von  $Q$  interpretieren wir als statistischen Fehler.  $v_Q$  sind die Geschwindigkeiten des Antriebssystems, bei denen die verschobenen Gaußkurven der Zustände mit den magnetischen Quantenzahlen  $\pm \frac{3}{2}$  bzw.  $\pm \frac{1}{2}$  auftreten. Da die Aufspaltungen ja nur vom Quadrat der magnetischen Quantenzahl abhängt, ist das Vorzeichen, hier bei  $\pm \frac{1}{2}$  und  $\pm \frac{3}{2}$ , egal.

Mit unseren Messwerten aus Tabelle 9 auf der vorherigen Seite und Tabelle 10 auf der vorherigen Seite können wir nun den Feldgradienten berechnen. Wir erhalten für  $\text{FeSO}_4$ :

$$\left( \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \right)_{\text{FeSO}_4, \text{links}} = (1284,9 \pm 61,2 \pm 0,4) \cdot 10^{19} \frac{\text{V}}{\text{m}^2} \quad (5.28)$$

$$\left( \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \right)_{\text{FeSO}_4, \text{rechts}} = (1274,6 \pm 60,7 \pm 0,4) \cdot 10^{19} \frac{\text{V}}{\text{m}^2} \quad (5.29)$$

Zusammen erhalten wir durch Mitteln:

$$\left( \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \right)_{\text{FeSO}_4} = (1279,8 \pm 61,0 \pm 0,4) \cdot 10^{19} \frac{\text{V}}{\text{m}^2} \quad (5.30)$$

Für  $\text{FePO}_4$  gilt:

$$\left( \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \right)_{\text{FePO}_4, \text{links}} = (365,4 \pm 17,4 \pm 0,1) \cdot 10^{19} \frac{\text{V}}{\text{m}^2} \quad (5.31)$$

$$\left( \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \right)_{\text{FePO}_4, \text{rechts}} = (363,2 \pm 17,3 \pm 0,1) \cdot 10^{19} \frac{\text{V}}{\text{m}^2} \quad (5.32)$$

$$\left( \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \right)_{\text{FePO}_4} = (364,3 \pm 17,4 \pm 0,1) \cdot 10^{19} \frac{\text{V}}{\text{m}^2} \quad (5.33)$$

### 5.5.3 Lebensdauer

Für die Berechnung der Lebensdauer führen wir dieselben Rechnungen durch wie bei Eisen und Vacronium. Für  $\text{FeSO}_4$  erhalten wir:

$$\Gamma_{0, \text{FeSO}_4, \text{links}} = (16,2 \pm 2,9) \cdot 10^{-9} \text{ eV} \quad \Gamma_{0, \text{FeSO}_4, \text{links}} = (18,9 \pm 2,4) \cdot 10^{-9} \text{ eV} \quad (5.34)$$

$$\tau_{\text{FeSO}_4, \text{links}} = 255,1 \pm 45,4 \text{ ns} \quad \tau_{\text{FeSO}_4, \text{rechts}} = 218,4 \pm 28,2 \text{ ns} \quad (5.35)$$

$$\tau_{\text{FeSO}_4} = 236,8 \pm 36,8 \text{ ns} \quad (5.36)$$

Für  $\text{FePO}_4$  erhalten wir:

$$\Gamma_{0, \text{FePO}_4, \text{links}} = (26,6 \pm 1,2) \cdot 10^{-9} \text{ eV} \quad \Gamma_{0, \text{FePO}_4, \text{links}} = (28,4 \pm 1,7) \cdot 10^{-9} \text{ eV} \quad (5.37)$$

$$\tau_{\text{FePO}_4, \text{links}} = 155,8 \pm 7,0 \text{ ns} \quad \tau_{\text{FePO}_4, \text{rechts}} = 145,9 \pm 9,0 \text{ ns} \quad (5.38)$$

$$\tau_{\text{FePO}_4} = 150,9 \pm 8,0 \text{ ns} \quad (5.39)$$

## 6 Fazit

Somit konnten mit Hilfe der Mößbauerspektroskopie einige Eigenschaften der verwendeten Stoffe untersucht werden. Allerdings wird an den Abbildungen deutlich, dass das Signal-zu-Rausch-Verhältnis sehr gering ist, was das Fitten der erwarteten Kurven sehr erschwert hat. Hier wäre über ein Austausch der Quelle nachzudenken, um mit höheren Zählraten eine höhere Statistik zu erhalten.